



TARTU RIIKLIK ÜLIKOOL

**FÜÜSIKAOSAKONNA ÜLIÕPILASTE
TEADUSLIKE TÖÖDE KOGUMIK**

TARTU 1973

TARTU RIIKLIK ÜLIKOO

FÜÜSIKAOSAKONNA ÜLIÕPILASTE
TEADUSLIKE TÖÖDE KOGUMIK

Tartu 1973

**Сборник студенческих научных работ
отделения физики.**

**На восточном и русском языках
Тартуский государственный университет
СССР, г. Тарту, ул. Дзюкооли, 18**

Vastutav toimetaja A. Seeman

=====

Paljundamisele antud 6.IV 1973. Rotaato-
ripaber 30x42. 1/4. Trükipoognaid 1,75.
Tingtrükipoognaid 1,63. Arvestuspoognaid
1,02. Trükiarv 200. MB 03099.Tell.nr.395.
TRU rotaprint, ENSV,Tartu,Pälsoni tn. 14.

Hind 7 kop.

S i s u k o r d

1. V. Sammelselg, Tahkete lahuste mudeliteist	5
2. A. Трепалов, Поляризованная люминесценция и ориентация S_2^- центров в КЛ под действием линейно-поляризованного возбуждающего света	7
3. A. Ader, Aatomiraadiused kristallides	7
4. J. Aaviksoo, Õhukeste metalliliste kilede elektrilised omadused	9
5. E. Järvekülg, Mõningaid tulemusi SH^- lisandiooni kombinatsioonhajumise spektroskoopiast leelishalogenides	10
6. M. Kaljurand, Infrapunase kiirguse mõju CuS-Cu fosforide luminesentsile	11
7. A. Луцк, Автолокализация дырки в кристалле	13
8. M. Салунди, Исследование факторов, влияющих на усвоение лекционного материала	15
9. J. Lilles, Logaritmiline fotomeetiline seadis monokromaatoreile	16
10. J. Aarik, Mittelineaarsete elementide uurimine topeltsilla meetodil	17
11. U. Anderson, K. Kikas, Kammertonresonaatoriga võimendi ja generaator	18
12. T. Tüüts, Laetud osakeste sadestamine elektriväljas..	20
13. A. Anijalg, Lähedaste spektrijoonte eristamisest	21
14. M. Lilover, Plancki konstandi määramine fotoefekti abil	22

15. П. Рабкин, Аппроксимация неоднородного оптического слоя системой дискретных слоев	24
16. A. Kaasik, Regulaarseste galaktikate ehitus ja struk- tuur	25
17. P. Traat, Tähesüsteemide füüsikaline evolutsioon	26

TAHKETE LAHUSTE MUDELEIST

V. Sammelselg, füüsika V k.

Juhendaja: A. Haav, füüs.-mat. kand.

Hästi on teada, et leelis- ja ammooniumhalogeniidid muutuavad talliumhalogeniididega aktiveerimisel luminofoorideks. Röntgenograafilised uuringud näitavad asenduslikku tüüpi tahkete lahuste teket. Seoses luminesentsi probleemidega uuritakse neid tahkeid lahuseid laialdaselt mitmesuguste meetoditega.

Röntgenikiirte difraktsioonipildi põhjal leiame võreparameetri sõltuvuse komponentide kontsentratsioonidest. Katsed näitavad, et segukristalli võreparameeter on võrdeline komponentide võreparameetritega, a_{lin} või osutub sellest suuremaks.

Võreparameetri sellise kontsentratsioonist sõltuvuse selletamiseks ioonkristallide puhul on neile püütud kohaldada järgmisi metallide tahkete lahuste modeleid:

1) E. Zeni /Amer. Mineralogist. 41, 523 (1956)/ esitatud ideaalse lahuse;

2) G. Fournet /Journ. de Phys. et la Rad. 14, 374 (1953)/ loodud paarse interaktsiooni (p.i.m);

3) J. Friedeli /Phil. Mag. 46, 514 (1955)/ väljatöötatud elastse kotiniiumi mudel (e.k.m.).

Me kontrollime nende rakendatavust tahkete lahuste NH_4Cl . . Tl , NH_4Br , Tl , $TlCl$, Br ja $NaCl$, K korral. Nende segukristallide puhul on $a_{eksp} - a_{lin} > 0$.

Zeni järgi on ideaalse tahke lahuse aatomruumala lineaarselt sõltuv komponentide aatomruumaladest. Eeldusel, et ioon-

kristalli võreparameeter on võrdeline "keskmistatud" ioonraadiusega, saame katseliselt leitud võrekonstante võrrelda vastavate ideaalsete suurustega. Et on täidetud tingimus $a_{id} - a_{lin} > 0$, on a_{id} katseandmetega kvalitatiivselt kooskõlas. Tavaliselt siiski $a_{id} < a_{eksp}$.

P.i.m.-i kohaldas ioonkristallidele T. Mürsepp (Diplomitöö, Tartu, 1966). Siin, eeldades staatilist võret ja interaktsiooni lähimate naabrite vahel, jäetakse energiaavaldis konkretiseerimata. Termodünaamika võrrandite abil seotakse kristalli energia kokkusurutavuse ja ruumalaga. Leitud võreparameetrid osutuvad a_{lin} -st väiksemateks - seega puudub katseandmetega kvalitatiivne kooskõla.

E.k.m.-i puhul käsitletakse lahustajat kui elastset matritsi, mille tühimikke täidavad lahustunud aine elastsed osakesed. Eeldades mitteasendatava iooni raadiuse konstantsust ja kasutades lahuse komponentide elastsust iseloomustavaid suurusid, saame leida deformeeritud võre võrekonstandi. Ka siin $a_{e.k.m.} < a_{lin}$. Erinevused $a_{eksp} - a_{e.k.m.}$ on siiski väiksemad kui p.i.m.-i korral.

Kõik kasutatud mudelid eeldavad lisandiaine statistilist jaotumist põhivõre sõlmedes. Võibolla on mudelite rakendamise negatiivsed tulemused tingitud selle eelduse mittetäidetusest.

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ
 S_2^- ЦЕНТРОВ В КЛ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛИНЕЙНОПОЛЯРИ-
ЗОВАННОГО ВОЗБУЖДАЮЩЕГО СВЕТА

А. Трещалов, отделение физики У курс

Руководитель: Ребане Л., к.ф.-м.н.

Учитывая невозможность переориентации S_2^- центра в основ-
ном электронно-колебательном состоянии, и, предполагая, что
она существует во время колебательной релаксации центра в
кристалле, произведен теоретический расчет зависимости от вре-
мени интенсивности поляризованной люминесценции, по которой
можно определить вероятности переориентации центра во время
колебательной релаксации.

По разработанной методике была произведена серия экспери-
ментов, данные которых качественно согласуются с теоретическими
выводами. При возбуждении линейно поляризованным светом наблю-
дался ярко выраженный интенсивный процесс переориентации цент-
ров, фиксируемый по экспоненциальному спаду со временем интен-
сивности поляризованной люминесценции.

AATOMIRAADIUSED KRISTALLIDES

A. Ader, füüsika II k.

Juhendaja: A. Haav, füüs.-mat. kand.

Aatom- ja ioonraadiuste mõiste aluseks on mudel, mis ku-
jutab aatomeid ja ioone kokkusurumatute keradena. Nende ke-

rade raadiused ongi vastavalt aatom- ja ioonraadiused.

Aatom- ja ioonraadiused võimaldavad lahendada mitmeid ioonide ruumilise paigutuse probleeme kristallis. Nad määravad tuumadevahelised kaugused ja tühimikud.

Aatomraadiused vastavad kovalentsele või metallilisele sidemele. Sel korral väliskihid langevad kokku ja tuumadevahelised kaugused jaotatakse aatomraadiusteks maksimaalse elektronide tiheduse kohal. Ioonraadiused vastavad ioonilistele ühenditele. Antud juhul väliskihid asuvad teineteisest eemal ja ioonraadiusteks jaotamise punkt asub minimaalse elektronide tiheduse kohal.

Vanimad raadiused on tuletatud W. Braggi poolt. Lande määrab raadiused Li-ühendites.

J. Wasastjerna kasutab refraktsiooniandmeid, mõningad tema tulemused võtab V. Goldschmidt oma tööde aluseks.

L. Pauling arvutab ioonraadiused efektiivsete tuumalaengute abil.

F. Fumi ja M. Tosi kasutavad Huggins-Mayeri ja Paulingi valemeid Borni tõukeenergia kohta.

Et võimalikult täpselt rahuldada aditiivsuse tingimust on kasutusele võetud määramata parameetri ja vähimruutude meetodid.

ÕHUKESTE METALLILISTE KILEDE ELEKTRILISED OMADUSED

J. Aaviksoo, füüsika II k.

Juhendaja: K.-S. Rebane, füüs.-mat. kand.

Töö ülesandeks on eksperimentaalselt valmistatud Fe ja Ni kilede korral leida sõltuvus paksuse ja eritakistuse vahel, ning uurida eritakistuse sõltuvust niisugustest teguritest nagu kile vananemine ja atmosfääri mõju; täheldatud seaduspärasustele anda teoreetiline põhjendus.

Töö teoreetilises osas on antud ülevaade kilede kasvu mehhanismist ja kilede struktuurist ning struktuuriliste erinevuste mõjust kile elektrilistele omadustele. Töös on kirjeldatud ka erinevaid juhtivusmehhanisme (oomiline juhtivus, tunnelmehhanism, termoemissioon, autoemissioon jt.) õhukestes metallilistes kiledes. On analüüsitud sõltuvust juhtivuse i , väljatugevuse E ja temperatuuri T vahel olenevalt elektronide ülekande tüübist kiles. Üldjuhul saadud $i \sim E^n$, kus $n = 1 \dots 4$.

Vaakumis suurusjärguga 10^{-4} torri valmistatud Fe ja Ni kilede paksus vahemikus $30 \dots 600 \overset{\circ}{\text{Å}}$ ja leitud nende eritakistuse sõltuvus kile paksusest.

Fe kilede voltamperkarakteristikute uurimisel täheldati kõrvalekallet Ohmi seadusest $32 \overset{\circ}{\text{Å}}$ kile paksuse korral. Saadud sõltuvust saab kirjeldada valemiga $i \sim v^{1,2}$. Sellise seaduspärasuse ilmumine on tingitud mitme eri juhtivusmehhanismi koosmõjust.

Nikli kilede korral on uuritud eritakistuse muutumist

sõltuvalt kile vanenemisest. Kuuajalise vananemise tulemusena kile takistus kasvas kuni 2 korda, kusjuures see kasv oli pak-
sude kilede korral väiksem. Selle põhjuseks võiks olla kile
struktuurilised muutused ja väliskeskkonna mõju.

Gaaside adsorptsioonist tingituna takistus suurenes rõhu
suurenemisel ja temperatuuri vähenemisel.

Saadud tulemused on kooskõlas olemasolevate teoreetiliste
selsukohtadega.

MÕNINGAID TULEMUSI SH^- LISANDIOONI KOMBINATSIOON- HAJUMISE (KH) SPEKTROSKOOPIAST LEELISHALOGENIIDIDES

E. Järvekülg, füüsika V k.

Juhendaja: T. Haldre, TRÜ aspirant

Molekulaarsete tsentrite uurimist kristallides KH spekt-
roskoopia meetodil käsitlevad vaid mõningad tööd. Siinjuures
pakub KH uurimine küllalt suurt huvi, kuna ta lubab sügava-
malt mõista lisandtsentri ja kristalli vahelist mõjutust, an-
des täiendavat informatsiooni. KH polarisatsiooni uurimine
võimaldab meil saada andmeid lisandmolekuli sümmeetria ja
orientatsiooni kohta kristallis.

SH^- lisandmolekuli leelishalogeniidides on uuritud infra-
punase neeldumise piirkonnas. Pakub huvi teha seda ka KH spekt-
rite abil, võrrelda saadud tulemusi ja saada täiendavat infor-
matsiooni. Antud töös kasutati footonite loendusrežiimi metoo-

dikat, uurimisseade põhines argoonlaseril (MT-106 ja koha-
 peal valmistatud eksperimentaalne laser), topaltmonokromaato-
 ril Spex 1402 ja analüsaatoril LP-4050. On leitud lisandvõnku-
 miste sagedused, joonte poollaiused ja integraalsed intensiiv-
 sused. Eksperimendid sooritati temperatuuridel 300°K, 90°K ja
 10°K. Polarisatsiooniliste mõõtmiste tulemusena saadud esi-
 algsed andmed lisandiooni orientatsiooni kohta kristallis:
 KI-s on vähemalt 90 % lisandimolekulidest orienteeritud $\langle 100 \rangle$
 suunas (sümmeetria C_4), KCl-s on lisandioonid orienteeritud
 võrdse tõenäosusega suunas $\langle 100 \rangle$ ja $\langle 110 \rangle$ (vastavalt sümmeetria
 C_4 ja C_4).

INFRAPUNASE KIIRGUSE MÕJU CaS-Cu FOSFOORIDE

LUMINESTSENTSILE

M. Kaljurand, füüsika V k.

Juhendaja: H. Voolaid, n. tead. töötaja

1. Kristallfosfooride luminestsentsi infrapunane (IP) stimulatsioon on haardenivoo uurimise meetod. Meie poolt uuriti vasega aktiveeritud CaS-fosfoore. Uuritavateks preparaatideks olid: $\text{CaS-Cu}_2\text{S}$, $\text{CuS-Cu}_2\text{S-NaCl}$, CaS-CuCl , $\text{CaS-Cu}_2\text{S-CaCl}_2$.

2. Käesolevas töös on mõõdetud IP-stimulatsioonispektrid toa- ja vedela lämmastiku temperatuuril. Fosfooride ergastamiseks kasutatud valgust saadi Hg-lambist CBД 120-A läbi mono-

kromaatori ДМР-4 (lainepikkus 313 nm). IP kiirgus suunati fosfoorile 35 W hõõglambist läbi spektromeetri ИСК-12. Luminestsentskiirgus suunati fotoelektronkordistile ФЭВ 17-A, millelt saadud signaal registreeriti peale võimendamist isekirjutajaga H 373/2.

3. Erineval viisil aktiveeritud fosfooride stimulatsioonispektrid on sarnased. Stimulatsioonispektris esineb kaks maksimumi, üks 1,8 eV-st suuremate energiatega pool, teine maksimumiga kohal 1,7 eV. Sellest võib järeldada, et CaS-Cu fosfoorides esineb vähemalt kahte liiki haardenivoosid.

4. Kiirgusspektrid on ühe maksimumiga 3 eV juures CaS-Cu₂S ja CuS-Cu₂S-CaCl₂ fosfooridel ning kahe maksimumiga 3 eV (A-riba) ja 2,4 eV (B-riba) juures CaS-CuCl fosfooril.

5. CaS-CuCl fosfooril avastati B-riba statsionaarse luminesentsi kustutamine toatemperatuuril. IP kustutamisspekter sarnaneb A-riba stimulatsioonispektriga.

6. Leiti, et IP kiirgus pikemaajalisemast stimulatsioonispektri osast vabastab laengukandjaid ka lühemaajalisele stimulatsiooniribale vastavate tsentritelt. Analoogiline nähtus leiab aset ka ZnS-tüüpi fosfoorides.

7. Luminesentsi IP kustutamine B-ribas viitab nii elektron- kui ka aukprotsesside võimalikkusele CaS-Cu fosfooris. Seni on saadud aukprotsesside kohta CaS fosfoorides kaudseid tõendeid. Stimulatsiooni- ja kustutusspektrite sarnasus lubab oletada, et B-ribale vastavalt kiirgustsentrilt IP kiirguse toimel vabastatud laengukandjad põhjustavad A-riba luminesentsi stimulatsiooni ja B-riba luminesentsi kustutamist. IP kiir-

guse väljakiiritavat toimet saab seletada resonantsmehhanismiga.

АВТОЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ДЫРКИ В КРИСТАЛЛЕ CsBr

А. Луцки, отделение физики IU курс

Руководители: Д. Халдре, к.ф.-м.н.

Л. Пуиг, к.ф.-м.н.

Во многих процессах, происходящих в твердых телах, участвует квазичастица-дырка, которую можно охарактеризовать положительным зарядом и некоторой эффективной массой.

В 1933 г. Ландау высказал фундаментальную идею о возможности автолокализации электрона в бездефектной кристаллической решетке. Френкель и Мотт распространили эту идею на случай дырок.

В 1957 г. Кенциг и Кастнер методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) показали возможность автолокализации дырок в щелочногалогенидных кристаллах (ЩГК). Как известно, суть явления ЭПР в том, что системы с неспаренными электронами при их помещении в постоянное магнитное поле порядка нескольких тысяч эрстед поглощают электромагнитные колебания в сантиметровом диапазоне.

В данной работе изучалось поведение V_K - центров в активированных таллием кристаллах CsBr . Рассматриваемые центры представляют собой электронную вакансию, размазанную по двум ионам галогена, и не включают структурные дефекты кристалличес-

ской решетки. В отличие от графцентрированных ШГК, где V_K - центры ориентированы вдоль кристаллической оси $\langle 110 \rangle$, в $CsBr$ V_K - центры ориентированы вдоль кристаллической оси $\langle 100 \rangle$.

Нами была изучена зависимость полного расщепления линий в спектре ЭПР кристалла $CsBr-TlBr$ от направления постоянного магнитного поля при температуре жидкого азота. Получены следующие данные:

Направление поля	Величина расщепления (в эрстедах)
$\langle 100 \rangle$	2526
$\langle 110 \rangle$	1653
$\langle 111 \rangle$	1422

Далее была затронута проблема анизотропии g - фактора. Изучение спектров ЭПР при различной ориентации магнитного поля привело к следующим результатам.

Направление поля	Величина g - фактора
$\langle 100 \rangle$	1,986
$\langle 110 \rangle$	2,084
$\langle 111 \rangle$	2,110

Обсуждается конкретный вид гамильтониана, определяющего расщепление линий. Дается объяснение экспериментально полученного спектра ЭПР для $CsBr$, исходя из соответствующего теоретически построенного спектра.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАКТОРОВ, ВЛИЯЮЩИХ НА УСВОЕНИЕ ЛЕКЦИОННОГО МАТЕРИАЛА

М. Салунди, отделение физики У курс

Руководитель: В. Руттас, к.ф.-м.н.

В работе рассматривается механизм реализации связей между основными компонентами учебного процесса (преподаватель, студент, учебный материал) во время лекций. Анкетным опросом (анкета "От лекции до экзамена" студенческого бюро комплексных научных исследований ТГУ) установлено, что эффективность работы студентов в ходе лекций низка: о содержательной работе можно лишь говорить - у 30% из присутствующих на лекции. Обусловлено это как недостатками в организации работы (наиболее существенным из них является недостаточный учет дидактического принципа адекватности изложения учебного материала о структуре познавательного процесса), так и причинами индивидуально-психологического характера (различия "пропускной способности" студентов, недостаточная мотивировка и т.п.).

При соблюдении принципа адекватности на первый план в процессе усвоения учебной информации выступают индивидуальные различия студентов. Об эффективности индивидуальной работы студентов можно в этом случае судить при помощи системы диагностических тестов.

В СБКНИ ТГУ разработана методика адекватного изложения учебного материала, на основе которой составлен структурированный учебник.

Конечной целью данной работы является выявление общих

закономерностей усвоения материала в ходе лекций, позволяющие повысить их эффективность. В связи с тем, что лекция является ведущим методом и центральной организационной формой учебной работы в современном вузе, составление комплексной модели высшей школы немислимо без установления этих закономерностей.

LOGARITMILINE FOTOMEETRILINE SEADIS

MONOKROMAATORILE C Φ -4

J. Lilles, füüsika IV k.

Juhendaja: O. Saks, van.-õpetaja

Valmistatud seadis on ette nähtud valguse neeldumise pidevaks registreerimiseks isekirjutaja lindil optilise tiheduse ühikutes.

Seadmes kasutatakse fotoelektronkordistit pööratud režiimis, s.t. väljundvool hoitakse stabiilne negatiivse tagasi-
side abil. Selline skeem võimaldab kasutada logaritmilisele lähedast fotoelektronkordisti reguleerimiskarakteristikut ning saavutada head stabiilsust sõltumata fotokatoodi valgustatusest. Reguleerimiskarakteristiku korrigeerimiseks on kasutatud funktsionaalset muundit ränidoodidel.

Reguleeriva lambina kasutatakse seadmes kõrgepingetrioodi 637П, fotoelektronkordistina ФЭУ -18 А. Seadmes võib võtta nulliks lugemi suvalise optilise tihedusega uuritava lahuse korral. Seade kalibreeritakse lahuste või optilise tiheduse etalonide järgi.

Põhilised tehnilised karakteristikad on järgmised: registreeritav valgus lainepikkusega $215 \div 600$ nm, suurim tundlikkus on $5 \cdot 10^{-4}$ optilise tiheduse ühikut, kõige tundlikum piirkond on 0,1 optilise tiheduse ühikut isekirjutava potentiomeetri ЭПП-09 skaalal. Nullitriiv pärast eelnevat 45-minutilise soojenemist - 0,001 optilise tiheduse ühikut tunnis, lineaarsus kogu mõõtepiirkonnas vähemalt 1 %, mõõtediapasoon $0 \div 3$ optilise tiheduse ühikut, skeemi ajategur on 0,2 sekundit, soojenemisaeg 45 minutit.

Seadme ehitamisel on võetud aluseks Moskva Riiklikus Ülikoolis valmistatud analoogilise seadme tehnilised andmed ja põhimõtteline skeem Приборы и техника эксперимента № 4 1971 г. А.И. Горелик "Логарифмирующая фотометрическая приставка к монохроматору" .

MITTELINEAARSETE ELEMENTIDE UURIMINE TOPELT-SILLA MEETODIL

J. Aarik, füüsika IV k.

Juhendaja: V. Vassiltšenko, füüs.-mat.kand.

1. Pooljuhtmaterjalide elektriliste omaduste uurimisel tuleb vältida kontaktnähtusi.
2. Kontaktivabaks mõõtmiseks on töötatud välja kondensaator-meetod, mis põhineb vahelduva mõõtepinge kasutamisel.
3. Üldjuhul on mõõdetav süsteem mittelineaarne. Mõõtmisi teostatakse tavaliselt vahelduvvoolu sillal.

4. Korrektsete tulemuste saamiseks peab mõõtepinge amplituud olema väike ja sagedus kõrge.
5. Faasitundlike seadmetega on võimalik sõltumatult uurida erijuhtivuse ja dielektrilise konstandi muutusi.
6. Süsteemi mittelineaarsuse uurimisel rakendatakse uurimisobjektile peale mõõtepinge veel nn. ergutuspinge.
7. Topeltsilla meetod seisnebki erinevate pingete kasutamises kineetiliste nähtuste ergutamiseks ja mõõtmiseks.
8. Meetodi rakendamiseks on konstrueeritud ja valmis ehitatud eksperimentaalne mõõteseade.

KAMMERTONRESONAATORIGA VÕIMENDI JA GENERAATOR

U. Anderson, K. Kikas, füüsika II k.

Juhendaja: O. Saks, van. õpet.

1. Stabiilse ($\pm 0,1 - 0,001 \%$) sagedusega harmoonilise signaali generaatori loomine sagedusel alla 1000 Hz on tehniliselt võimalik mitmel viisil, näiteks kvarts- või kammerton-resonaatoriga, RC-filtriga jt. Samade vahenditega on võimalik ka stabiilse kitsasribavõimendi valmistamine. Mõnel juhul tuleb resonaator termostateerida, mis muudab seadme keerukamaks ja kallimaks.

2. Võrreldes omavahel nimetatud seadmeid keerukuse poolest jõuame järeldusele, et sageduse stabiilsuse saavutamiseks suurusjärgus 0,1 % (normaaltingimustel) on kõige lihtsamad kam-

mertonresonaatoriga generaator ning võimendi.

3. Nimetatud seadmed leiavad kasutamist TRÜ elektromeetrialaboratooriumis ülitundlike modulaatoriga alalisvooluvõimendite koostamisel ja uurimisel.

4. Kasutamisvaldkonnast ja viisist tingituna on vaja tagada generaatori ja võimendi resonantssageduste võrdsus ja stabiilsus välistingimuste muutumisel.

5. Tööstuslikult toodetud kammertonide defitsiitsuse tõttu tuli resonaatorid valmistada autoritel. Sobivaks osutus ümarterasvardast harudega kammertoni konstruktsioon. Valmistatud kammertonide resonantssageduseks saadi 632 Hz.

6. Võimendis saab resonaatori harude täpse kokkuhäälestamise puhul saavutada resonantskövera hea sümmeetria. Praktiliselt õnnestus saada ribalaius 0,8 Hz (-3 dB nivool) võimendusteguri puhul $K = 1000$. Väljundpinge lineaarne diapaseon 0... 800 mV.

7. Generaatoris tagab kammerton genereeritava sageduse stabiilsuse $\pm 0,016\%$ temperatuuril $20^{\circ} \pm 1^{\circ}\text{C}$. Temperatuuri muutusest tingitud sageduse nihkumine ei ületa $-0,02\%$ kraadi kohta temperatuurivahemikus $20^{\circ} - 40^{\circ}\text{C}$. Generaatori väljundpinge on 250 mV.

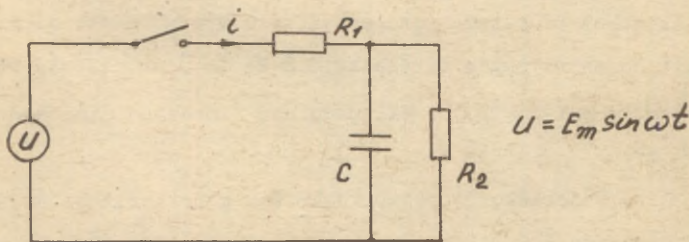
LAETUD OSAKESTE SADESTAMINE ELEKTRIVÄLJAS

T. Tüüts, füüsika II k.

Juhendaja: L. Visnapuu, v. tead. töötaja

Erinevatele esemetele kattekihtide kandmise võimalustest vaatlame kattematerjalide sadestamist elektriväljas. Pealekan-
tav aine disperseeritakse ja laetakse elektriliselt spetsiaal-
sete seadeldistega. Sadestamine võib toimuda nii alalis- kui
ka vahelduvpingega elektriväljas. Vahelduvpinge korral on sa-
destumine tunduvalt efektiivsem, seetõttu vaatlame printsiipi-
aalsel mudelil ainult sinusoidaalset ja nelinearkset pinget.

Mudel:



Osakeste sadestumise kiirus:

$$M = B \cdot \bar{I}$$

B - proportsionaalsuse koefitsient.

Keskmine voolutugevus aja jooksul:

$$\bar{I} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} i dt$$

Voolutugevus sinusoidaalse pinge korral:

$$i(t) = \frac{E_m \sin \omega t}{Z_1} \left\{ \cos \omega t - e^{-\frac{t}{\alpha}} + \frac{\alpha^2 \omega^2}{1 + \alpha^2 \omega^2} \sin \omega t \right\}, \alpha = C \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2}$$

Voolutugevus nelinurkse pinge korral:

$$i(t) = E_m \left\{ e^{Ft} \left[\frac{1}{\tau_1} + \frac{4\omega}{\pi L} (NF+1) \right] + \frac{4}{\pi L} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \sin(2n+1)\omega t \right] \right.$$

$$\left. \cdot \left(\sum_{n=0}^{\infty} 2n+1 \cdot N\omega^2 - F \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \right) - \omega(NF+1) \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \cos(2n+1)\omega t \right\}$$

$$\text{kus } F = -\frac{\tau_1 + \tau_2}{\tau_1 \tau_2 C}; M = \tau_1 \tau_2 C; L = F^2 \omega^2 \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)^2, n=0,1,2,3,4,5,6; N = \tau_2 C$$

Et léida optimaalset töörežiimi, on vaadeldud nelja piirjuhtu:

$R_1 \gg R_2, C = \infty; R_2 \gg R_1, C$ lõplik; $R_1 C_1 \gg \tau; R, C \ll \tau; \tau$ - protsessi kestvus. Osutub, et efektiivsem on kasutada nelinurkset pinget. Soovitav on valida R_2 võimalikult suur. Antud R_1, τ, C juures on sadestumise efektiivsus seda suurem, mida suurem on sagedus. Sageduse tunduval suurendamisel väheneb elektrivälja suunav tegevus, seetõttu on soovitatav periood valida vahemikus:

$$\frac{4H}{V} < T < 2R_1 C$$

H - kaugus keha ja generaatori vahel, V - laetud keha keskmine kiirus.

LÄHEDASTE SPEKTRIJOONTE ERISTAMISEST

A. Anijalg, füüsika V k.

Juhendaja: J. Koni, FAI insener

Ettekandes vaadeldakse tõelise spektri leidmise võimalust eksperimentaalselt mõõdetud spektri Fourier teisenduse kaudu.

Probleemiks on sidumi

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_0(\tau) g(\tau) d\tau$$

lahendamise,

kus

$f(t)$ - spektraalriista väljundis mõõdetav spekter

$g(t)$ - spektraalriista aparaadi funktsioon

$f_0(t)$ - tõeline spekter

Samuti käsitletakse lähedaste spektrijoonte kauguse määramist ning analüüsitakse süsteemi lahutusvõime tõstmise võimalusi.

PLANCKI KONSTANDI MÄÄRAMINE FOTOEFEKTI ABIL

M. Lillover, füüsika II k.

Juhendaja: A. Pae, füüs.-mat. kand.

Töö ülesandeks on Plancki konstandi määramine fotoefekti abil. Selleks kasutatakse võrrandit (1) $h = \frac{mv^2}{2} + A$ Einsteini võrrand fotoefekti jaoks. (1) Elektroni kineetiline energia $\frac{mv^2}{2}$ ja väljumistöö A elimineerimiseks kasutatakse vastuväljemeetodit. Sel puhul elektroni kineetiline energia $\frac{mv^2}{2}$ avaldub pidurduspinge poolt tehtava töö eU_p kaudu, võrrand (1) saab kuju (2)

$$h = eU_p + A \quad (2)$$

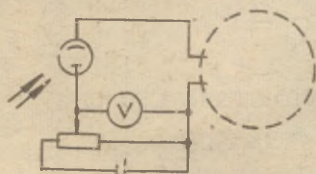
Varieeritakse kiiritatava valguse sagedusega ja h määramiseks koostatakse võrrandsüsteem (3)

$$h = eU_{p1} + A$$

$$h = eU_{p2} + A \quad (3)$$

$$h = e \frac{U_{p2} - U_{p1}}{\nu_2 - \nu_1}$$

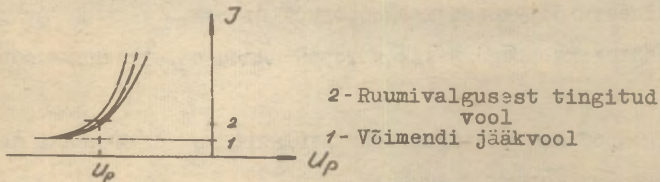
Plancki konstandi määramiseks demonstratsioonina kasutatakse järgmist lülitusskeemi (joon. 1).



vooluvõimendi koos
voolumõõteriistaga

Joon. 1. Demonstratsioonmõõteriista skeem.

Põhilisteks raskusteks on siin täpselt defineeritud monokromaatse valguse saamine ning fotovoolu täpne mõõtmine. Monokromaatne valgus saadakse elavhõbedalampi ja metallinterferentsfiltreid kasutades. Fotovoolu mõõdetakse voluvõimendi abil. Vastupinge täpsemaks mõõtmiseks tehakse mõõtmised vähese konstantse ruumivalguse juures (joon. 2).



Joon. 2. Vastupinge määramine.

Plancki konstant määratakse võrrandsüsteemist (3). Antud katsekorralduse juures saadi Plancki konstandi väärtuseks $h = 6,72 \cdot 10^{-34}$ (Ws^2). Saadud ligilähedase tulemuse viga ulatub kuni suurusjärguni.

Plancki konstandi täpsemaks määramiseks kasutatakse monokromaatse valguse saamiseks elavhõbedalampi ning monokromaatorit. Fotovoolu mõõdetakse peegelgalvanomeetriga ja vastupinge mõõtmiseks ning rakendamiseks kasutatakse potentsiomeetrit. Plancki konstant määratakse sirge $U = U(\nu)$ tõusust.

АППРОКСИМАЦИЯ НЕОДНОРОДНОГО ОПТИЧЕСКОГО СЛОЯ СИСТЕМОЙ ДИСКРЕТНЫХ СЛОЕВ

П. Рабкин, отделение физики У курс

I. К теории отражения и пропускания света неоднородным диэлектрическим слоем.

Постановка задачи. Точное решение уравнения Риккати для амплитудного коэффициента отражения и уравнения для амплитудного коэффициента пропускания. Формула для энергетического коэффициента отражения неоднородной пленки, вид функции показателя преломления которой задан определенным образом.

2. Проблема аппроксимации неоднородных оптических пленок дискретно-слоистыми пленками.

Метод расчета показателей преломления слоистых пленок.

Преобразование рекуррентных формул для коэффициента отражения дискретных пленок, необходимых для составления универсальной программы расчета их характеристик.

3. Результаты расчетов исходной неоднородной и аппроксимирующих пленок и их анализ.

Некоторые общие замечания. Оценка степени аппроксимации и отклонение характеристик слоистых пленок от соответствующих характеристик исходной неоднородной пленки в зависимости от числа аппроксимирующих слоев. Несколько эмпирических формул, выражающих эту зависимость.

REGULAARSETE GALAKTIKATE EHTUS JA STRUKTUUR

A. Kaasik, füüsika V k.

Efektiivseim moodus vaatlusandmete sünteesiks ning galaktikate füüsikalise ja dünaamilise struktuuri ning evolutsiooni kvantitatiivseks uurimiseks on tähesüsteemide mudelite konstrueerimine.

Kaasaegne vaatlustehnika võimaldab uurida erinevate tähepopulatsioonide füüsikalist ja dünaamilist struktuuri galaktikates.

Olemasolev vaatlusmaterjal lubab lähimates galaktikates eristada järgmisi populatsioone: tuum (nucleus), kern (kernel), I põhikeha (core), II põhikeha (bulge), halo, kettapopulat-

sioon (disc), noor populatsioon.

Tõös on kirjeldatud galaktikate mitmekomponendiliste mudelite konstrueerimise meetodikat ning arvutatud galaktikate NGC 3031 (M 81), 3115, 3379, 4406 (M 86), 4472 (M 49), 4473, 4494 ja 7332 massijaotuse mudelid.

On täpsustatud galaktikate NGC 221 (M 32) ja 4486 (M 87) varem koostatud mudeleid.

On määratud erinevate populatsioonide massi ja heleduse suhted sõltuvalt allsüsteemide füüsikalistest omadustest.

Massijaotuse mudelite järgi on arvutatud gravitatsioonivälja potentsiaal $\Phi(R, z)$ ning selle tuletised $K_R = d\Phi/dR$ ja $K_z = d\Phi/dz$ (radiaalne ja vertikaalne kiirendus).

Teades aine jaotust galaktikas ning gravitatsioonivälja potentsiaali on leitud rida populatsioonide kinemaatikat iseloomustavaid suurusi.

Tõös arvutatud mudelid on olulised galaktikate füüsikalise ja dünaamilise evolutsiooni uurimisel.

TÄHESÜSTEEMIDE FÜSIKALINE EVOLUTSIOON

P. Traat, füüsika V k.

Juhendaja: J. Einasto, f.-m. dokt.

1. Tähed tekivad tähtedevahelises ruumis leiduvast aineist. Vaadeldes selle aine keemilist koostist ajas muutumatuna, saame leida lihtsustatud evolutsiooniskeemi - tähesüste-

mi füüsikalise evolutsiooni. Tegelikult rikastub tähe-
devaheline aine tähtedel toimivas tuumapõlemise protsessi
käigus raskemate elementidega, nii et tähesüsteemi evolut-
sioonist täieliku pildi saamiseks tuleb arvestada inters-
tellaarse aine keemilise koostise muutumist - keemilist
evolutsiooni.

2. Parameetriteks, mis määravad tähe evolutsiooni, on mass
ja algne keemiline koostis. Antud massi ja keemilise koos-
tise korral saame tähe siseehituse võrrandite lahendami-
sel leida tähe mudeli, arvutades seda iseloomustavad füü-
sikalised suurused - heleduse, pinnatemperatuuri, raa-
diuse, temperatuuri ja tiheduse jaotuse tähes jne.

Tähe keemiline koostis muutub sõltuvalt toimuvatest
tuumaprotsessidest. Arvutades üksteisele järgnevate aja-
hetkede jaoks keemilise koostise ning leides vastavad
tähemudelid, oleme kindlaks määranud tähte iseloomusta-
vate füüsikaliste suuruste ajalise käigu. Neist on meie
aspekti jaoks olulised vaid heledus ja pinnatemperatuur.

3. Saanud sel teel fikseeritud algse keemilise koostise jaoks
erinevatele massidele vastavate evolutsiooniteede (evo-
lutsioonitrekide) parve, on võimalik arvutada tähesüste-
emide evolutsiooni.

a) Tähesüsteemide evolutsiooni arvutamise lihtsaimaks
juhaks on täheparved (keras- ja hajusparved), sest tähed
neis on tekkinud ligikaudu ühel ajal ning sama keemilise
koostisega aineist. Siin on vaja ette anda vaid parve kogu-
mass (meie arvutustes 10^{11} Päikese massi) ning tekkivate

tähtede arv sõltuvalt massist. See on määratud valemitega

$$dA = F(m) \, dm$$

$$F(m) = am^{-n},$$

kus dA on massivahemikes $m \div m + dm$ den tekkinud tähtede arv, m - mass, a - konstantne kordaja, n - konstant ($= 2,33$). Kui on teada tekkinud tähtede arv masside järgi, saame arvutada parvedele niisugused tähtsad karakteristikud nagu Hertzsprung - Russelli diagramm, heledusfunktsioon, integraalne heledus mitmesugustes fotomeetrilistes süsteemides, energia jaotus spektris, supernoovade jäänuste - pulsari- te - osatähtsus tähtede hulgas jne.

b) Galaktikate korral tuleb arvestada juba interstellarse aine keemilise koostise ajalist muutumist. Lihtsustatult saab seda teha, jaotades galaktika reaks fikseeritud keemilise koostisega allsüsteemideks. Keerulisem variant on selle pidev arvutamine vastavatest võrranditest.

Evolutsiooni arvutusi galaktikate jaoks komplitseerib ka asjaolu, et neis tuleb vaadelda tähti pidevalt tekkivatena ning ette anda eeskiri tähtedeks muutuva gaasi massi leidmiseks.

4. Ettekandes esitatakse mõningaid täheparvede evolutsiooni arvutamisel saadud tulemusi ning võrreldakse neid vaatlusandmetega.

Hind 7 kop.